

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕ-
РАЦИИ**

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В.Ломоносова**

**Физический факультет
Кафедра физической электроники**

КУРСОВАЯ РАБОТА
на тему: «Электростатические энергоанализаторы»

Выполнил:
студент 2 курса
Марченко О.М.
Руководитель:
к. ф-м. н., зав. лаб.
Шемухин А.А.

Оглавление

Введение.....	3
Основные характеристики анализаторов.....	4
Критерии сравнения анализаторов.....	9
Анализатор с однородным электрическим полем	10
Анализатор типа цилиндрического дефлектора	15
Анализатор типа сферического дефлектора.....	20
Разработка анализатора	25
Заключение	27
Список источников	27

Аннотация

В работе описаны основные оптические характеристики электростатических анализаторов, а также основные критерии их сравнения. Рассмотрены наиболее часто применяемые виды электростатических анализаторов, а также несколько соответствующих частных случаев. Также упомянуты некоторые технические аспекты разработки электростатических анализаторов.

Введение

Дисперсионные электростатические анализаторы представляют собой набор электродов, обеспечивающих заданное распределение в пространстве не зависящего от времени электрического поля. Принцип их действия основан на разделении в пространстве пучков частиц различных энергий после прохождения сквозь поле анализатора.

Рассматривается узкий пучок частиц, объемный заряд которого считают пренебрежимо малым. Траектория одной из частиц считается известной и называется *основной траекторией*. Положение произвольной смежной траектории задается двумя координатами в плоскости, перпендикулярной к основной траектории.

Пусть из точки выходят основная и две смежные траектории, лежащие во взаимно перпендикулярных плоскостях. В зависимости от конфигурации поля могут осуществляться различные варианты *фокусировки* пучка:

- 1) Дефокусировка (рассеяние) – ни одна из смежных траекторий не пересекает основную во второй раз;
- 2) Фокусировка в одном направлении – только одна из смежных траекторий пересекает основную во второй раз, пучок фокусируется в прямую линию на плоскости перпендикулярной основной траектории в точке пересечения со смежной;
- 3) Астигматичная фокусировка в двух направлениях – обе смежные траектории пересекают основную, но в разных точках, пучок фокусируется в прямые линии на плоскости перпендикулярной основной траектории в точках пересечения со смежными;
- 4) Двойная фокусировка – основная и обе смежные траектории пересекаются в одной точке, в которой и фокусируется весь пучок;

Плоскости, в которых фокусируются узкие пучки частиц называют *гауссовыми плоскостями*. Однако, при энергетическом анализе важно условие возможно лучшей концентрации пучка, в то время как правильность изображения несущественна. Плоскость, в которой сечение пучка минимально, не всегда совпадает с гауссовой плоскостью.

Для всех моноэнергетических составляющих пучка изображения, в общем случае, расположены в разных точках пространства. Следовательно, поля, в которых зависимость положения изображения от энергии частиц выражена достаточно резко, могут быть применены для анализа энергетического спектра пучков.

Анализаторы с пространственной дисперсией используются в трех основных режимах:

- 1) Монохроматор – при помощи анализирующего поля получается почти моноэнергетический пучок, использующийся для облучения мишеней;
- 2) Спектрограф – регистрация пучка осуществляется на выходе из анализирующего поля на поверхности, содержащей весь пучок и, соответственно, все моноэнергетические изображения источника;
- 3) Спектрометр – регистрация пучка осуществляется поперек входной щели, расположенной на выходе из анализирующего поля, и вырезающей из пучка некоторую его часть, близкую по энергиям;

Основные характеристики анализаторов

Любой анализатор однозначно определяется своим полем, *основной траекторией* в нём и положением входной щели. За основную траекторию

анализатора принимается наиболее простую по форме траекторию пучка. Частицы, влетающие в анализатор по касательной к основной траектории, будут двигаться по разным траекториям в зависимости от их энергии. При этом частицы с некоторой энергией W , называемой *энергией настройки анализатора*, будут двигаться по основной траектории. Зная поле, основную траекторию и положение входной щели можно рассчитать положение изображения и расположить в этом месте выходную щель.

Если в плоскости изображения имеется выходная щель, то при изменении её положения на этой плоскости интенсивность I проходящей через неё части пучка будет меняться в зависимости от положения щели и энергии настройки: $I(x, W)$. Направим ось x по направлению смещения изображения при уменьшении энергии настройки, а начало координат расположим на пересечении плоскости изображения с основной траекторией. Тогда при изменении энергии настройки на малую величину ∂W изображение сместится на $-\partial x$. Значение $I(x, W)$ при этом не меняется:

$$I(x, W) = I(x - \partial x, W + \partial W).$$

Отсюда можно получить соотношение для $\frac{\partial x}{\partial W}$:

$$\frac{\partial x}{\partial W} = \frac{\partial I}{\partial W} / \frac{\partial I}{\partial x}$$

Значением этой величины при $x = 0, W = \xi$ определяется смещением изображения моноэнергетического пучка при малом изменении энергии настройки и определяет *дисперсию* анализатора, которая имеет размерность длины и определяется соотношением:

$$D = \xi \frac{\partial x}{\partial W} \Big|_{(0, \xi)}. \quad (1)$$

При фиксированном положении выходной щели интенсивность пучка на выходе из анализатора будет зависеть только от W : $I(0, W)$. Также она связана с конкретными параметрами используемого анализатора и с количеством электронов, испускаемых источником в единицу времени с единицы поверхности в пределах единичного телесного угла. Эту величину называют *яркостью источника* B . Если она постоянна, характер зависимости $I(W)$ определяется только свойствами анализатора и B входит в $I(W)$ в качестве множителя. Тогда можно определить *аппаратную функцию* анализатора $A(W)$ с помощью соотношения:

$$I(W) = CBA(W). \quad (2)$$

где C определяется из условия нормировки аппаратной функции:

$$\int_0^{\infty} A(W) dW = 1. \quad (3)$$

Одна из важнейших характеристик анализатора – его *разрешение*. Разрешением ρ называется отношение минимальной разности энергий $\Delta\xi$ двух моноэнергетических пучков с энергиями ξ и $\xi + \Delta\xi$, которые еще может различить детектор, к ξ . Две линии равной интенсивности считают разрешенными, если при их наложении результирующая кривая имеет минимум, существующий, как правило, при $\Delta\xi$ равном ширине аппаратной функции на половине ее высоты, ΔW_f (рис 1.), т.е. :

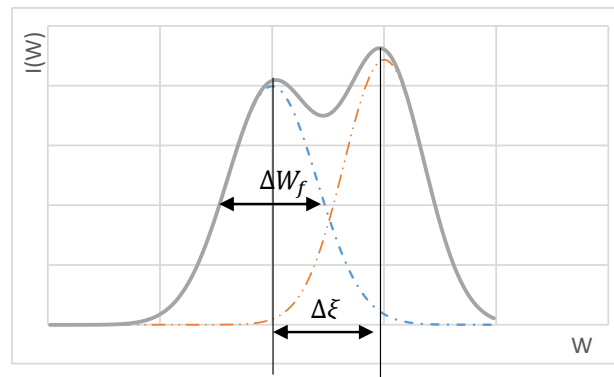


Рис. 1 К определению разрешения.

где W_2 и W_1 являются решениями уравнения:

$$\Delta\xi = \Delta\xi_f = \Delta W_f = W_2 - W_1. \quad (4)$$

где W_2 и W_1 являются решениями уравнения:

$$A(W_{1,2}) = \frac{1}{2} A_{max}. \quad (5)$$

и формула для разрешения принимает вид:

$$\rho_f = \frac{\Delta\xi_f}{\xi}. \quad (6)$$

Таким образом, разрешение существенно зависит от вида аппаратной функции, который не всегда бывает известен. Поэтому чаще пользуются понятием *разрешения по основанию*:

$$\rho_b = \frac{\Delta\xi_b}{\xi}. \quad (7)$$

Здесь $\Delta\xi_b$ определяют как минимальную величину, при которой аппаратные функции двух моноэнергетических составляющих пучка с энергиями W и $W + \Delta\xi_b$ не пересекаются, что соответствует ширине по основанию аппаратной функции и разности между корнями уравнения:

$$A(W_{1,2}) = 0. \quad (8)$$

При перемещении выходной щели шириной s_2 , лежащей в плоскости изображения, вдоль оси x интенсивность потока электронов, проходящих через нее, обращается в ноль в точках, расстояние между которыми равно:

$$\Delta x_b = Ms_1 + s_2 + \Sigma, \quad (9)$$

где: s_1 – ширина входной щели, M – абсолютная величина увеличения, Σ – абберационное уширение линии изображения.

Из (1) и (9) получается выражение для разрешения по основанию:

$$\rho_b = \frac{\Delta\xi_b}{\xi} = \frac{Ms_1 + s_2 + \Sigma}{D}. \quad (10)$$

Разрешающая способность анализатора – величина, обратная разрешению. Разрешающая способность по основанию:

$$R_b = \frac{1}{\rho_b} = \frac{D}{Ms_1 + s_2 + \Sigma}. \quad (11)$$

При аппроксимации $A(W)$ треугольником разрешающая способность, определяемая шириной линии на половине высоты $\Delta\xi_f$, равна:

$$R = \frac{1}{\rho_f} = 2R_b = \frac{2D}{Ms_1 + s_2 + \Sigma}. \quad (12)$$

Большое практическое значение при разработке электростатических анализаторов имеют также параметры, характеризующие пропускную способность анализатора, т.е. определяющие, какая часть общего потока частиц, испускаемого источником, дойдет до детектора. Для описания пропускной способности анализатора используются термины *светосила*, *светимость* и *пропускание*.

Интенсивность электронного потока от моноэнергетического источника энергии ξ , площади S и произвольной яркости, проходящего через выходную щель, выражается интегралом:

$$\int_{W_1}^{W_2} I(W) dW = \iint_S dx_1 dx_2 \int_{\Omega(x_1, x_2)} B(x_1, x_2, \omega) d\omega, \quad (13)$$

где x_1, x_2 – координаты в плоскости источника, ω – элемент телесного угла, $B(x_1, x_2, \omega)$ – яркость, W_1 и W_2 – корни уравнения $I(W) = 0$, $\Omega(x_1, x_2)$ – телесный угол пучка, исходящего из точки (x_1, x_2) источника и проходящего через выходную щель без потерь. Величину $\Omega(0,0)$, характеризующую пропускную способность анализатора при точечном источнике называют *светосилой*. Телесный угол выражается через малые углы полураствора пучка α и γ в двух взаимно перпендикулярных плоскостях формулой:

$$\Omega = \frac{\alpha\gamma}{\pi} * 100(\%). \quad (14)$$

Если яркость источника постоянна, то формула (13) упрощается:

$$\int_{W_1}^{W_2} I(W)dW = B \iint_S \Omega(x_1, x_2)dx_1dx_2 \equiv BL. \quad (15)$$

Параметр L называется *светимостью* и характеризует пропускную способность анализатора при источнике конечных размеров. Из (15), (2) и (3) следует, что $L = C$. Если $\Omega(x_1, x_2) = const$ для всех точек источника, то (15) преобразуется в:

$$L = \Omega S. \quad (16)$$

На практике светимость в формуле (15) не полностью определяет величину $\int_{W_1}^{W_2} I(W)dW$, т.к. пучок ослабляется по различным причинам, связанным с техническим исполнением установки. Эти потери учитываются введением параметра T называемого *пропусканием*. С учетом потерь выражение принимает вид:

$$\int_{W_1}^{W_2} I(W)dW = BLT. \quad (17)$$

При отсутствии потерь $T = 1$ и выражение (17) переходит в (15).

Критерии сравнения анализаторов

При разработке устройств, основанных на электростатических анализаторах важен оправданный выбор того или иного типа анализатора. Для упро-

щения этого выбора вводятся различные производные от основных параметров анализатора критерии, включающие в себя одновременно противоречивые требования к разрешающей способности и светимости.

Удельная дисперсия – отношение дисперсии к главному члену в Σ , зависящему от угла α в плоскости дисперсии:

$$\delta = \frac{D}{C\alpha^k}, \quad (18)$$

Эта величина характеризует способность анализатора разделять узкие пучки частиц от источника малых размеров. Однако, в подавляющем большинстве исследований используются источники малой интенсивности, поэтому в анализатор запускают пучки с возможно большим телесным углом и стараются использовать источники большой площади.

В таких случаях в качестве критерия для сравнения удобно использовать *приведенную светимость*. Она определяется как отношение оптимизированной светимости к квадрату характерного размера анализатора. Приведенная светимость обладает рядом преимуществ по сравнению с удельной дисперсией и другими подобными критериями. Попытки свести этот критерий к одному числу не обоснованы, так как характер зависимости $L_{\text{опт}}(R)$, вообще говоря, зависит от типа анализатора. Таким образом, график зависимости $L_{\text{опт}}(R)$ может служить хорошим критерием для сравнения анализаторов.

Анализатор с однородным электрическим полем

Анализатор с однородным электрическим полем представляет собой плоский вакуумный конденсатор. Входная и выходная щели выполняются на некотором расстоянии от одной из обкладок конденсатора, в которой, в свою

очередь, прорезаны окна для впуска и выпуска исследуемых частиц. Постоянное электрическое поле, возникающее между обкладками, используется для разделения частиц по энергиям.

Рассмотрим слаборасходящийся пучок заряженных частиц с углом раствора α , входящий в однородное поле. Пусть энергия частиц определяется потенциалом V_0 , ось пучка образует с плоскостью пластин угол θ , а разность потенциалов между обкладками V_T (рис.2)

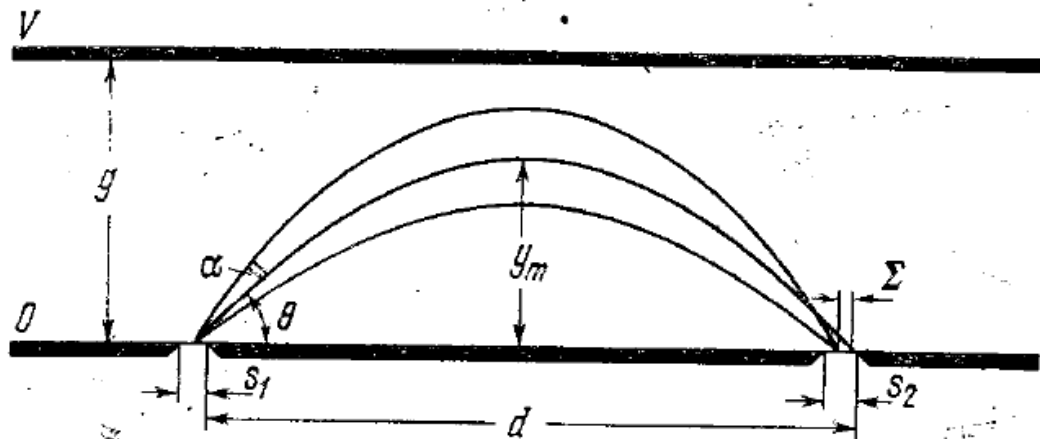


Рис. 2 Траектории частиц в плоском анализаторе с источником и детектором на краю поля [1].

Такой анализатор обладает рядом преимуществ, связанных с конструктивной простотой сборки, малым влиянием краевых эффектов (входная и выходная щели параллельны эквипотенциальным поверхностям), однако уступает по качеству фокусировки и удельным оптическим характеристикам, описанным в последующих параграфах сферическому и цилиндрическому дефлекторам

Система уравнений, описывающая движение частиц:

$$\begin{cases} \ddot{y} = -\eta V', \\ \ddot{x} = 0. \end{cases} \quad (19)$$

где $V' = V_T/d$.

Для начальных условий $t = 0, x = y = 0$ решение системы, т.е. начальные составляющие скоростей частиц:

$$\begin{cases} \dot{x} = \sqrt{2\eta V_0} \cos(\theta), \\ \dot{y} = \sqrt{2\eta V_0} \sin(\theta). \end{cases} \quad (20)$$

Интегрируя (19) получаем значения проекций скоростей в произвольный момент времени:

$$\begin{cases} \dot{x} = \sqrt{2\eta V_0} \cos(\theta), \\ \dot{y} = -\eta V' t + \sqrt{2\eta V_0} \sin(\theta). \end{cases} \quad (21)$$

интегрируя (21) – значения координат:

$$\begin{cases} x = \sqrt{2\eta V_0} \cos(\theta) t, \\ y = -\frac{\eta V' t^2}{2} + t \sqrt{2\eta V_0} \sin(\theta). \end{cases} \quad (22)$$

исключая время из (22) – уравнение параболической траектории:

$$y = -\frac{V' x}{4 V_0 \cos^2 \theta} + x \tan \theta. \quad (23)$$

положив в (21) $\dot{x} = 0$ – время, за которое частицы удаляются на максимальное расстояние от нижней пластины:

$$t_{max} = \frac{\sqrt{2\eta V_0} \sin \theta}{\eta V'}. \quad (24)$$

Подставляя $t = t_{max}$ в (22) – получаем максимальное расстояние от нижней пластины, которого достигают центральные частицы пучка:

$$y_0 = \frac{V_0}{V'} \sin^2 \theta. \quad (25)$$

а при $t = 2t_{max}$ – максимальное расстояние от входного отверстия:

$$x_0 = \frac{2V_0}{V'} \sin 2\theta. \quad (26)$$

Отсюда следует, что при $\theta = \pi/4$:

$$\begin{cases} x_0 = x_{max} = \frac{2V_0}{V'}, \\ y_0 = y_{max} = 0,25x_{max}. \end{cases} \quad (27)$$

Максимальную высоту и дальность полета граничных частиц пучка определим подстановкой значения $\theta = \frac{\pi}{4} \pm \frac{\alpha}{2}$ в (25) и (26):

$$\begin{cases} x_0 = \frac{2V_0}{V'} \sin 2\left(\theta \pm \frac{\alpha}{2}\right), \\ y_0 = \frac{V_0}{V'} \sin^2\left(\theta \pm \frac{\alpha}{2}\right). \end{cases} \quad (28)$$

Дифференцированием (26) по V_0 заметим, что при $\theta = \pi/4$ дисперсия по энергии также принимает наибольшее значение:

$$D = V_0 \frac{\partial x_0}{\partial V_0} = x_{max}. \quad (29)$$

Если в соотношении (26) разложить x_0 в ряд по степеням в окрестности точки $\theta = \pi/4$ и ограничиться членами с α^2 , то :

$$\Sigma = x_{max} - x_0\left(\frac{\pi}{4} \pm \frac{\alpha}{2}\right) = x_{max} \frac{\alpha^2}{2}; \quad (30)$$

тогда удельная дисперсия по энергии равна:

$$\delta = \frac{D_w}{\Sigma} = \frac{2}{\alpha^2}. \quad (31)$$

и определяется только углом раствора пучка.

Расположив входную и выходную щели вне поля конденсатора, на некотором расстоянии h от нижней пластины, можно заметно улучшить фокусирующие свойства анализатора. В этом случае появляется возможность несущественным изменением конструкции анализатора значительно улучшить фокусирующие свойства анализатора, а также осуществить фокусировку второго

порядка. Условно будем называть такую электроннооптическую систему электронным зеркалом с вынесенным источником (рис. 3).

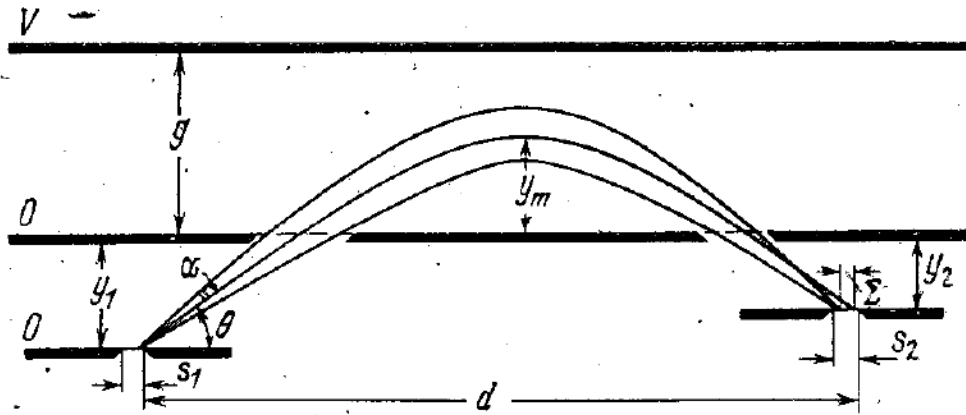


Рис. 3 Траектории частиц в плоском анализаторе с вынесенным источником [1].

Обобщая результаты решения уравнений (19) на случай с $h \neq 0$ получим выражения для дальности x_0 и максимальной высоты полета y_0 :

$$\begin{cases} x_0 = \frac{2V_0}{V'} \sin\left(2\theta\left(1 + \frac{2v}{\sin^2\theta}\right)\right), \\ y_0 = \frac{V_0}{V'} \sin^2\left(\theta\left(1 + \frac{2v}{\sin^2\theta}\right)\right). \end{cases} \quad (32)$$

где $v = \frac{h}{4} \cdot \frac{V'}{V_0}$ – параметр, характеризующий соотношение протяженностей прямолинейного и параболического участков траектории частицы.

Сферическая абберация будет определяться первой и второй производной x_0 по θ :

$$\frac{\partial x_0}{\partial \theta} = 8 \frac{V_0}{V'} \left(\frac{\cos 2\theta}{2} - \frac{v}{\sin^2\theta} \right), \quad (33)$$

$$\frac{\partial^2 x_0}{\partial \theta^2} = 16 \left(\frac{v \cos \theta}{\sin^3 \theta} - \frac{\sin 2\theta}{2} \right). \quad (34)$$

Приравняв (33) и (34) к нулю определяем оптимальные значения: $\theta_0 = 30^\circ$ и $\nu_0 = 1/16$. Дисперсия по энергии в поле плоского конденсатора с вынесенным источником представима в виде:

$$D = kx_0, \quad (35)$$

где k характеризует соотношение между дисперсией и базой x_0 прибора, и равна:

$$k = \left(1 + \frac{2\nu}{\sin^2 \theta}\right)^{-1}. \quad (36)$$

Удельная дисперсия по энергии в поле плоского конденсатора с вынесенным источником:

$$\delta = \frac{2 \sin^4 \theta}{\nu - \sin^4 \theta} \cdot \frac{1}{\alpha^2}. \quad (37)$$

Выражение (37) справедливо лишь при $\nu_0 < 1/16$, т.к. при $\nu_0 = 1/16$ в системе имеет место фокусировка второго порядка и удельная дисперсия зависит не от α^2 а от α^3 .

Анализатор типа цилиндрического дефлектора

Анализатор типа цилиндрического дефлектора в общем случае представляет собой два электрода, выполненных в виде коаксиальных секторов цилиндров в радиусами r_1 и r_2 , с потенциалами соответственно, V_1 и V_2 . Входная и выходная щели располагаются между электродами в плоскости, параллельной оси цилиндров. Основная траектория частицы в таком анализаторе проходит по эквипотенциальной поверхности, что определяет существенные отличия цилиндрического дефлектора от рассмотренного в предыдущем параграфе

анализатора с однородным полем. Заметным отличием также выступает несравнимо большее, чем в плоском анализаторе, влияние краевых эффектов.

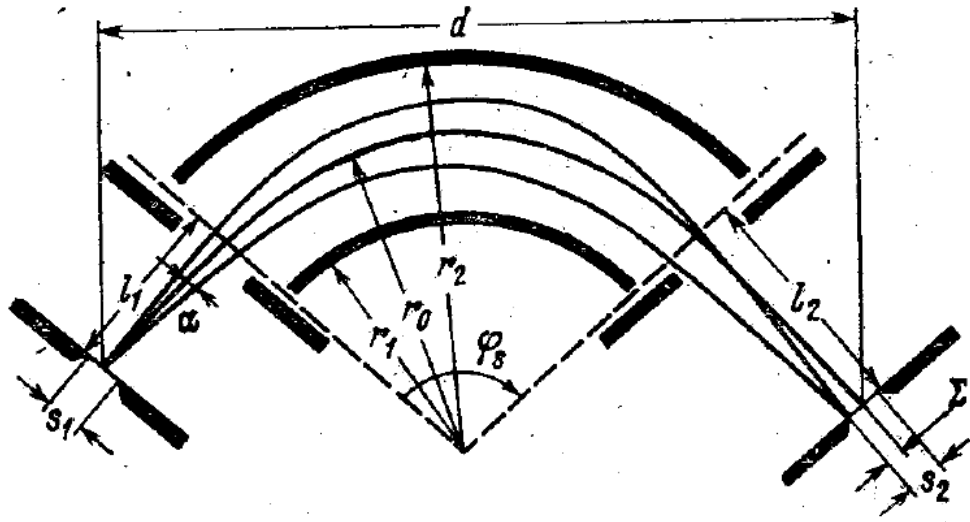


Рис. 4 Секторный цилиндрический дефлектор [1].

В общем случае используется некоторый сектор такого цилиндрического анализатора, а входная и выходная щели расположены в свободном от поля пространстве, на некотором отдалении от пластин анализатора. На используемом рисунке также изображены диафрагмы, расположенные на краю поля, имеющие потенциал, равный потенциалу на основной траектории анализатора. Их используют для локализации поля и ослабления влияния краевых эффектов. В дальнейших расчетах вводится эффективный секторный угол φ_s анализатора, стороны которого заключены между ограничивающими поле диафрагмами и краями цилиндров (рис. 4).

Зависимость потенциала поля внутри конденсатора от радиуса будет выглядеть следующим образом:

$$\Phi(r) = \frac{V_2 - V_1}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \ln r + \frac{V_1 \ln r_2 - V_2 \ln r_1}{\ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (38)$$

Эквипотенциали этого поля представляют собой цилиндры с радиусами:

$$r(V_0) = r_1 \frac{V_2 - V_0}{V_2 - V_1} r_2 \frac{V_0 - V_1}{V_2 - V_1}. \quad (39)$$

Как правило, применяется симметричное питание $V_1 = -V_2 \equiv V$. При $V_0 = 0$ и при малых расстояниях между цилиндрами в этом случае:

$$r_0 = r(V_0) = \sqrt{r_1 r_2} \approx \frac{1}{2}(r_1 + r_2), \quad (40)$$

Для энергии настройки анализатора имеем выражение:

$$W = \frac{mv_0^2}{2} = e \frac{V_2 - V_1}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (41)$$

Запишем уравнения движения узкого пучка частиц в поле анализатора в цилиндрических координатах:

$$\begin{cases} \ddot{r} - r\dot{\phi}^2 = \frac{e}{m} E_r, \\ \frac{\partial}{\partial t}(r^2\dot{\phi}^2) = 0, \\ m\ddot{z} = 0. \end{cases} \quad (42)$$

Закон сохранения энергии запишется в виде:

$$\frac{mv^2}{2} + e\Phi = \frac{mv_0^2}{2}(1 + \chi), \chi \ll 1, \quad (43)$$

где χ означает малую вариацию значения энергии частицы и будет в дальнейшем использоваться для определения дисперсии.

Из формулы (41) при симметричном питании можно выразить зависимости $\Phi(r)$ и $E(r)$ в виде:

$$\begin{cases} \Phi(r) = -\frac{m}{e} v_0^2 \ln \frac{r_0}{r}, \\ eE(r) = -\frac{mv_0^2}{r}. \end{cases} \quad (44)$$

Из (43) и (44) получаем:

$$\frac{1}{\dot{\varphi}^2} = \frac{r'^2 + r^2 + z'^2}{v_0^2 \left(1 + \chi - 2 \ln \frac{r}{r_0}\right)}. \quad (45)$$

Тогда из (42), (43) и (45), если принять φ за новую независимую переменную, следует уравнение проекции траектории частицы на плоскость, перпендикулярную оси цилиндров:

$$r'' - \frac{2r'^2}{r} - r = -\frac{1}{r} \frac{r'^2 + r^2 + z'^2}{1 + \chi - 2 \ln \frac{r}{r_0}}. \quad (46)$$

Решение этого уравнения проводится с использованием следующих приближений: отклонение траектории частицы от основной траектории r_0 считается пренебрежимо малым, также считаются малыми углы между касательными к окружности и к траектории. Вводя безразмерную величину x , таким образом, чтобы $r = r_0(1 + x)$, и пренебрегая величинами третьего и последующих порядков малости, а также хроматическими аберрациями, получаем:

$$x'' + 2x = \chi + x'^2 - 5x^2 - z'^2. \quad (47)$$

При пренебрежении правой частью уравнения (47), и начальных условиях $x(0) = x_1$, $x'(0) = x'_1$, имеем решение:

$$x = x_1 \cos \sqrt{2}\varphi + \frac{x'}{\sqrt{2}} \sin \sqrt{2}\varphi. \quad (48)$$

Решение уравнения (47) с точностью до членов второго порядка малости получим, подставляя решение (48) в правую часть уравнения. Учитывая также движение частиц вне поля, в промежутках l_1 и l_2 между цилиндрами и входной/выходной щелью, можем найти расстояния x_2 и x_3 , где x_2 – координата на выходе из поля, x_3 – координата в плоскости выходной щели.

Итоговое выражение для x_3 имеет вид:

$$x_3 = \frac{\chi}{2} (1 - \cos \sqrt{2}\varphi_s + l_2 \sqrt{2} \sin \sqrt{2}\varphi_s) + x_0 (\cos \sqrt{2}\varphi_s - l_2 \sqrt{2} \sin \sqrt{2}\varphi_s) + \\ + \alpha \left[(l_1 + l_2) \cos \sqrt{2}\varphi_s + \left(\frac{\sqrt{2}}{2} - \sqrt{2} l_1 l_2 \right) \sin \sqrt{2}\varphi_s \right] + \\ + A_1 \alpha^2 + A_2 \gamma^2 + A_3 x_0^2 + A_4 \alpha x_0, \quad (49)$$

где l_1 и l_2 полагаются отнесенными к r_0 , а коэффициенты A_1 - A_4 зависят исключительно от геометрических параметров анализатора и в данной работе ввиду своей громоздкости не приводятся. Точные формулы для их расчета приведены в [1]. Существенным выводом из этих выражений являются оптические параметры анализатора.

Для существования фокусировки коэффициент при α должен быть равен нулю. Отсюда на геометрические параметры анализатора накладывается ограничение:

$$(l_1 - g)(l_2 - g) = f^2, \quad (50)$$

где:

$$g = \frac{r_0 \operatorname{ctg} \sqrt{2}\varphi_s}{\sqrt{2}}, f = \frac{r_0}{\sqrt{2} \sin \sqrt{2}\varphi_s}. \quad (51)$$

Абсолютная величина увеличения анализатора равна модулю коэффициента при x_0 , т.е.:

$$M = \left| \cos \sqrt{2}\varphi_s - \frac{l_2}{r_0} \sqrt{2} \sin \sqrt{2}\varphi_s \right|. \quad (52)$$

Итак, интересующие нас оптические параметры цилиндрического анализатора имеют следующий вид. Дисперсия соответствует коэффициенту при χ , то есть равна:

$$D = \frac{r_0}{2} \left((1 - \cos \sqrt{2}\varphi_s) + \frac{l_2}{r_0} \sqrt{2} \sin \sqrt{2}\varphi_s \right), \quad (53)$$

Удельная дисперсия принимает значение:

$$\delta = \frac{1 - \cos \sqrt{2}\varphi_2 + \frac{\sqrt{2}l_2}{r_0} \sin \sqrt{2}\varphi_s}{4|A_1|\alpha^2}. \quad (54)$$

Классический примером анализатора типа цилиндрического дефлектора считается анализатор Юза-Рожанского, в котором входная и выходная щели расположены на краю поля, т.е. $l_2 = l_1 = 0$. Нетрудно получить из (48), что секторный угол фокусировки в этом случае $\varphi_s = \pi/\sqrt{2}$. Для такого анализатора:

$$M = 1, \quad D = r_0, \quad \delta = \frac{3}{4\alpha^2}. \quad (55)$$

Как и в случае с электронным зеркалом без выноса источника электронно-оптические характеристики определяются только размерами анализатора и углом раствора пучка.

Анализатор типа сферического дефлектора

Анализатор типа сферического дефлектора представляет собой конденсатор, образованный частями двух концентрических сфер радиусами r_1 и r_2 . Входная и выходная щели в общем случае располагаются на некоторых отдалениях l_2 и l_1 от краев частей сфер, между частями сфер создается некоторая разность потенциалов. Как правило, применяется симметричное питание, поэтому $V_1 = -V_2 \equiv V$. Частицы влетают в поле анализатора параллельно эквипотенциальным поверхностям. Как и в цилиндрическом дефлекторе, для локализации поля и уменьшения влияния краевых эффектов непосредственно на краях пластин в плоскостях, перпендикулярных основной траектории зачастую размещают диафрагмы, имеющие потенциал V_0 , равный потенциалу основной траектории. Основная траектория в пределах поля представляет собой окружность (см. рис. 5).

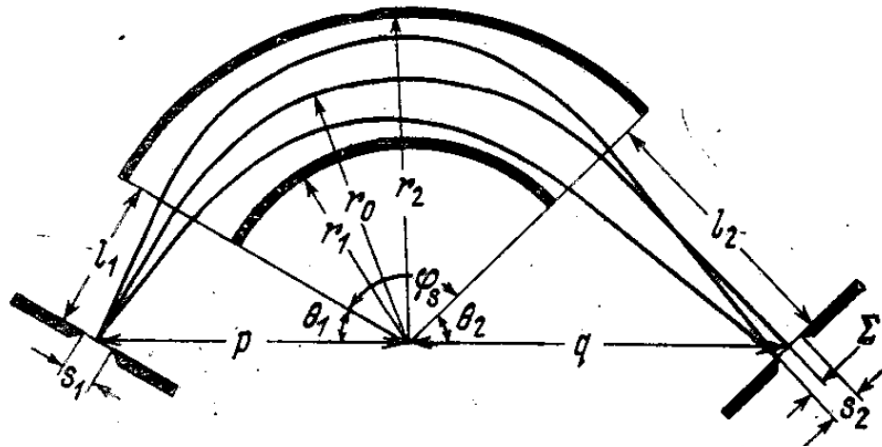


Рис. 5 Секторный сферический дефлектор [1].

Зависимость потенциала между обкладками от радиуса имеет вид:

$$\Phi(r) = \frac{(V_1 - V_2)r_1r_2}{r_2 - r_1} \frac{1}{r} + \frac{V_2r_2 - V_1r_1}{r_2 - r_1}. \quad (56)$$

а напряженность поля равна:

$$E(r) = \frac{(V_1 - V_2)r_1r_2}{r^2(r_2 - r_1)}. \quad (57)$$

Эквипотенциальные поверхности представляют собой концентрические сферы с центром, совпадающим с центром частей сфер, составляющих анализатор. Радиус эквипотенциала с потенциалом V_0 составляет:

$$r(V_0) = \frac{(V_1 - V_2)r_1r_2}{V_0(r_2 - r_1) + V_1r_1 - V_2r_2}. \quad (58)$$

Аналогично выкладкам (40) для цилиндрического дефлектора, при малом зазоре между обкладками и симметричном питании имеем для основной траектории при $V_0 = 0$:

$$r_0 = r(V_0) \approx \frac{r_1 + r_2}{2}. \quad (59)$$

Выражение для энергии настройки имеет вид:

$$W = \frac{e(V_2 - V_1)r_1r_2}{2r_0(r_2 - r_1)}. \quad (60)$$

Несмотря на сферическую форму системы, расчет оптических параметров удобнее всего проводить в цилиндрических координатах, вследствие простоты сшивки решений на границах поля. Записывая выражения для потенциала и составляющих напряженности в цилиндрических координатах (ρ, φ, z) при симметричном питании имеем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi(\rho, z) = \frac{mv_0^2}{e} \left(1 - \frac{r_0}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \right), \\ E_\rho(\rho, z) = -\frac{mv_0^2 r_0 \rho}{e(\rho^2 + z^2)^{3/2}}, \\ E_z(\rho, z) = -\frac{mv_0^2 r_0 z}{e(\rho^2 + z^2)^{3/2}}. \end{array} \right. \quad (61)$$

Тогда уравнения движения имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \ddot{\rho} - \rho\dot{\varphi}^2 = -\frac{v_0^2 r_0 \rho}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}}, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho\dot{\varphi}^2) = 0, \\ \ddot{z} = -\frac{v_0^2 r_0 z}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}}. \end{array} \right. \quad (62)$$

Закон сохранения энергии дает:

$$\frac{mv^2}{2} + e\Phi = \frac{mv_0^2}{2}(1 + \chi), \chi \ll 1 \quad (63)$$

где χ , как и для цилиндрического дефлектора, означает малую вариацию энергии, и в последующем потребуется для выражения дисперсии.

Из выражения (63) заменой дифференцирования по времени дифференцированием по φ первое и третье уравнения системы (62) можно привести к виду:

$$\begin{cases} \rho'' - \frac{2\rho'^2}{\rho} - \rho = \frac{r_0\rho(\rho'^2 + z'^2 + \rho^2)}{\left(1 - \chi - \frac{2r_0}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}\right)(\rho^2 + z^2)^{3/2}}, \\ z'' - \frac{2\rho'z'}{\rho} = \frac{r_0z(\rho'^2 + z'^2 + \rho^2)}{\left(1 - \chi - \frac{2r_0}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}\right)(\rho^2 + z^2)^{3/2}}. \end{cases} \quad (64)$$

Также, как и при рассмотрении цилиндрического дефлектора, будем исходить из приближения узкого, слаборасходящегося пучка частиц, с траекторией, близкой к основной. По аналогии с методом, использовавшимся при рассмотрении цилиндрического дефлектора, введем новые безразмерные переменные следующим образом: $z = \xi r_0, \rho = (1 + x)r_0$. Подставляя их в (64), и пренебрегая членами третьего и последующих порядков малости, получаем:

$$\begin{cases} x'' + x = \chi - 2x^2 + x'^2 + \frac{\xi^2}{2} - \xi'^2, \\ \xi'' + \xi = 2\xi'x' - \xi x. \end{cases} \quad (65)$$

Эти уравнения без правых частей описывают фокусирующие свойства анализатора. Примем за начальные условия:

$$\begin{aligned} x(0) = x_1, \quad x'(0) = x'_1, \\ \xi(0) = \xi_1, \quad \xi'(0) = \xi'_1, \end{aligned} \quad (66)$$

Тогда (65) без учета правых частей имеют решения:

$$\begin{cases} x = x_1 \cos\varphi + x'_1 \sin\varphi \\ \xi = \xi_1 \cos\varphi + \xi'_1 \sin\varphi \end{cases} \quad (67)$$

Решение уравнений (65) с точностью до членов второго порядка малости получаем подстановкой (67) в правую часть (65). Тогда, при координатах частицы в плоскости входной щели (x_0, ξ_0) , угле γ между плоскостью $z=0$ и основной траекторией, угле α раствора пучка, можно найти координаты траектории на выходе из поля (x_2, ξ_2) , и соответствующие координаты в плоскости выходной щели (x_3, ξ_3) :

$$x_3 = \chi(1 - \cos\varphi_s + l_2 \sin\varphi_s) + x_0(\cos\varphi_s - l_2 \sin\varphi_s) + \\ + \alpha[(l_1 + l_2)\cos\varphi_s + (1 - l_2 l_1)\sin\varphi_s] + \\ + B_1 \alpha^2 + B_2 \gamma^2 + B_3 x_0^2 + B_4 x_0 \alpha + B_5 \xi_0^2 + B_6 \xi_0 \gamma. \quad (68)$$

где l_1 и l_2 полагаются отнесенными к r_0 , а коэффициенты B_1 - B_6 зависят исключительно от геометрических параметров анализатора и в данной работе ввиду своей громоздкости не приводятся. Точные формулы для их расчета приведены в [1]. Существенным выводом из этих выражений являются оптические параметры анализатора.

Условием фокусировки пучка в плоскости выходной щели является равенство нулю коэффициента при α в (68), т.е.:

$$\operatorname{tg}\varphi_s = \frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2 - 1}. \quad (69)$$

При наличии фокусировки в плоскости дисперсии в перпендикулярной ей плоскости также наблюдается фокусировка при том же l_2 , т.е. анализатор осуществляет двойную фокусировку. Увеличения анализатора равны между собой и имеют вид:

$$M_x = M_y = M = \left| \cos\varphi_s - \frac{l_2}{r_0} \sin\varphi_s \right|. \quad (70)$$

Выражение для дисперсии:

$$D = r_0 \left(1 - \cos\varphi_s + \frac{l_2}{r_0} \sin\varphi_s \right). \quad (71)$$

Удельная дисперсия по энергии для сферического дефлектора:

$$\delta = \frac{1 - \cos\varphi_s + \frac{l_2}{r_0} \sin\varphi_s}{2|B_1|\alpha^2}. \quad (72)$$

Большое практическое значение имеет случай при $\varphi_s = \pi$, называемый полусферическим дефлектором. Щели располагаются непосредственно на краю поля $l_2 = l_1 = 0$. Параметры полусферического дефлектора:

$$M = 1, \quad D = 2r_0, \quad \delta = \frac{1}{\alpha^2}. \quad (73)$$

Как и в случае с электронным зеркалом без выноса источника и анализатора Юза-Рожанского, электронно-оптические характеристики определяются только размерами анализатора и углом раствора пучка.

Выбор анализаторов для исследований

Выбор той или иной конфигурации анализатора при разработке оборудования зависит от постановки задачи, условий использования и масштабов планируемого производства. В главе 8 [1] приведен подробный анализ характеристик различных типов анализаторов. Решение, на основании каких из них целесообразно делать выбор в пользу того или иного типа анализатора, остается за разработчиком.

Помимо теоретических значений оптических характеристик большого внимания при разработке оборудования стоит уделить технологичности производства анализатора. Потребность в нетипичной форме детектора частиц при крупной выходной щели и другие подобные факторы могут значительно увеличить расходы на производство анализатора, зачастую сократив сферу применения. Также, использование сложных технических решений при разработке подобной аппаратуры ведет к понижению надежности.

Анализатор типа сферического дефлектора за счет наилучших оптических характеристик находит наиболее частое применение в электронной и ионной спектроскопии. Многочисленные его модификации позволяют достичь самых разных параметров спектрометра. В [3] авторами приводится интересная конструкция, названная сегментоидным анализатором. Малые габариты при высоких значениях светимости и разрешающей способности, а также технологичность сборки делают возможным его использование для решения задач спектрометрии ионизирующих излучений на космических аппаратах.

В 2019-2020 годах, в лаборатории ионно-пучковых нанотехнологий НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ проводилась разработка нового анализатора подобной конфигурации (рис.7).

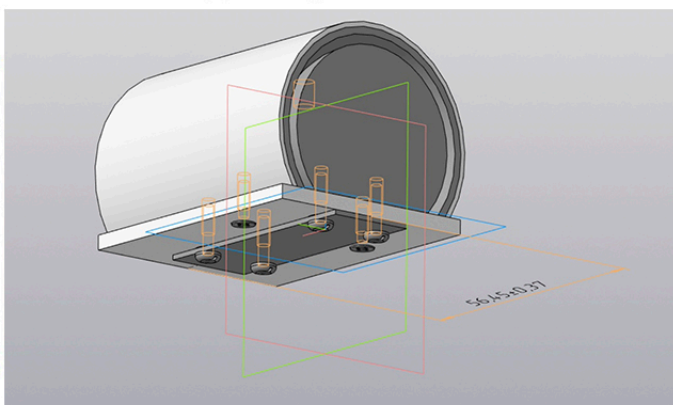


Рис.6 схематическое изображение устройства сегментоидного анализатора.

ботка нового анализатора подобной конфигурации (рис.7).

Целью разработки ставились повышение надежности относительно предыдущей модели, а также отработка методов производства и сборки устройств.

Расчет электронно-оптических характеристик проводился науч-

ными сотрудниками лаборатории численными методами. Среди технологических особенностей анализатора отмечается полное отсутствие электрических соединений, компонентов и проводов с внешней стороны корпуса, а также использование в качестве детектора частиц отечественного вторично-электронного умножителя ВЭУ-6. От конструкции ожидаются высокие показатели надежности и качественные данные. Проведение испытаний опытного образца было запланировано на весну 2020 года.

Заключение

Электростатические анализаторы широко применяются при решении современных исследовательских задач в самых разных областях науки, от радиационной медицины и биофизики до космических исследований. Это способствует появлению новых и развитию прошлых разработок и исследований, связанных с теорией и практикой применения подобных анализаторов. Расчет характеристик анализатора в современных работах зачастую может проводиться при помощи программных средств, конструкции совершенствуются и дорабатываются для решения конкретных специфических задач. Отсутствие новых русскоязычных публикаций на эту тему ограничивает возможности отечественных разработчиков оборудования, поэтому перевод на русский язык зарубежных трудов и научная деятельность по исследованию электростатических анализаторов положительно скажутся на возможностях промышленности, работающей в смежных отраслях, в т.ч., космической.

Список источников:

- [1] Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц – М.: Наука, 1978, с. 224;
- [2] Козлов И.Г. Методы энергетического анализа электронных потоков М.: Атомиздат, 1971, с. 189;
- [3] Марьин Б.В., Поландов А.Г. Сегментоидные электростатические анализаторы для регистрации низкоэнергетичных заряженных частиц// Приборы и техника эксперимента. - 2002. - №3. – с. 73-77;
- [4] Камбарова Ж.Т. Расчет и проектирование электростатических анализаторов заряженных частиц: диссертация д-ра философии, КГУ им. академика Е.А.Букетова, Караганда, 2012;
- [5] Горн Л.С., Хазанов Б.И. Спектрометрия ионизирующих излучений на космических аппаратах – М.: Атомиздат, 1979, с. 248;